NOTICE

SUR LES

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. A. BERTIN,

MAITRE DE CONFÉRENCES A L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE IMPÉRIALE POLYTECHNIQUE,

SUCCESSEUR DE MALLET-BACHELIER,

Quai des Augustins, 55.

—

1868

TITRES SCIENTIFIQUES.

M. Bertin compte trente ans de services dans l'Université :

Régent de mathématiques à Luxeuil (Haute-Saône) le 21 janvier 1839.

Élève de l'École Normale en 1841.

Agrégé des Sciences physiques au concours de 1844.

Professeur de Physique au lycée d'Orléans en 1844.

Préparateur de Physique à l'École Normale (16 février 1846).

Docteur ès Sciences physiques en 1847.

Chargé des Conférences de Physique à l'École Normale (15 mars 1848).

Professeur de Physique à la Faculté des Sciences de Strasbourg (11 octobre 1848).

Doyen de cette Faculté (31 octobre 1866).

Professeur suppléant au Collége de France en 1867.

Maître de Conférences à l'École Normale depuis 1867.

NOTICE

SUR LES

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

M. A. BERTIN,

MAITRE DE CONFÉRENCES A L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.

I.

MÉMOIRES SUR LA POLARISATION CIRCULAIRE MAGNÉTIQUE.

Premier Mémoire.

(Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris, 1847.)

La plupart des corps transparents acquièrent sous l'action des électro-aimants la propriété de dévier le plan de polarisation de la lumière qui les traverse : tel est le phénomène fondamental découvert par M. Faraday, à la fin de 1845. Ma Thèse, publiée moins de deux ans après, est donc un des premiers travaux qui aient été faits sur ce sujet; elle a été analysée avec détails dans le Rapport de M. Müller sur les progrès de l'électricité. Les points principaux qu'on y a remarqués sont les suivants :

Au lieu de mesurer la rotation simple du plan de polarisation pro-

duite par le passage du courant, j'ai introduit l'usage de mesurer la rotation totale, que l'on obtient en renversant les pôles de l'électro-aimant, et de cette manière, non-seulement j'ai observé des rotations deux fois plus considérables, mais surtout je me suis mis à l'abri de l'erreur provenant d'une mauvaise détermination du zéro.

M. Faraday avait posé la loi du phénomène et l'avait démontrée dans un certain nombre de cas : je l'ai vérifiée pour toutes les positions que l'on peut donner au corps transparent, et j'ai montré comment elle se rattachait aux idées de Fresnel sur la polarisation rotatoire.

L'appareil de Norremberg appliqué à l'étude de la rotation m'a conduit à plusieurs expériences intéressantes. La rotation a été doublée par le double passage de la lumière à travers le corps magnétisé. J'ai pu observer l'effet produit dans l'axe d'un électro-aimant qui n'était pas percé pour laisser passer le rayon lumineux et la manière singulière dont varie la rotation sur la tranche de cet électro-aimant. Enfin j'ai pu constater très-simplement la rotation produite par le quartz, rotation déjà affirmée par M. Ed. Becquerel, mais contestée par M. Faraday.

On trouve encore dans ma Thèse une autre expérience nouvelle, mais dont l'idée appartient à M. Pouillet. Elle consiste à multiplier la rotation produite par une substance, en la disposant dans les intervalles d'une pile de quatre petites bobines.

Mes recherches sur la rotation dans les liquides m'ont conduit à plusieurs résultats nouveaux. J'ai constaté un pouvoir très-énergique dans certains liquides anhydres, tels que le bichlorure d'étain et le sulfure de carbone. J'ai montré que dans les dissolutions aqueuses, l'effet observé ne pouvait pas être attribué à l'eau seule, comme le pensait M. Faraday, puisque cet effet variait avec le degré de concentration de la dissolution. J'ai remarqué qu'en général la dissolution d'un sel dans l'eau augmentait le pouvoir rotatoire de celle-ci ; mais j'ai signalé deux sels qui, au contraire, le diminuent : ce sont le nitrate d'ammoniaque et le sulfate de fer. Avec un peu plus de perspicacité, j'aurais pu conclure de là que certains corps, tels que les sels de fer, reçoivent du magnétisme une action de signe contraire à celle de l'eau. Mais cette déduction m'a échappé, et j'ai touché ainsi sans le savoir à la belle découverte faite plus tard par M. Verdet.

Deuxième Mémoire.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. XXIII, p. 5.)

Quand les deux pôles en regard d'un électro-aimant sont terminés par de larges armatures, l'espace cylindrique compris entre ces armatures forme ce que M. Faraday appelle un *champ magnétique*, caractérisé par cette propriété, que l'intensité magnétique y est la même partout, au moins dans tous les points qui ne sont pas trop voisins des limites. Il résulte évidemment de cette définition du champ, que la rotation magnétique produite sur un corps quelconque placé dans son intérieur doit être indépendante de sa position, et proportionnelle à son épaisseur, et c'est en effet ce qu'avait constaté M. Faraday. Mais on voit aussi que la rotation observée dans ce cas est un minimum. Dans les appareils ordinaires où l'action magnétique, au lieu d'être disséminée dans un espace étendu, est au contraire concentrée sur une direction unique, au moyen d'armatures coniques, la rotation est plus énergique et doit suivre des lois différentes. Ce sont ces lois relatives aux conditions habituelles dans lesquelles se font les expériences, que je me suis proposé de déterminer dans mon second Mémoire.

Mes expériences ont été faites avec le grand appareil de l'École Normale, le premier que M. Ruhmkorff ait construit dans ces dimensions et qui a servi de modèle à tous les autres.

J'ai commencé par démontrer que chaque couche du corps magnétisé agit comme si elle était seule, et que par conséquent la rotation produite par un corps est la somme des rotations que produiraient isolément toutes les couches de ce corps. J'ai ensuite examiné successivement l'action d'un seul pôle, et celle des deux pôles réunis de mon appareil.

Dans le premier cas, la distance du corps transparent à l'électro-aimant croissant en progression arithmétique, la rotation décroît en progression géométrique. On en conclut que l'action d'un pôle sur une couche d'un millimètre située à une distance x peut être représentée par Ar^x, et que par conséquent l'action de ce pôle sur un corps d'épaisseur e, dont la première couche est à la distance x du pôle, est

donnée par la formule

$$y = \mathrm{A}r^x\left(\frac{1-r^e}{1-r}\right).$$

Dans le second cas, les deux pôles en présence réagissant l'un sur l'autre suivant une loi qui dépend de leur distance, il importe de maintenir cette distance constante. En la représentant par d, l'action des deux pôles réunis sur un corps d'épaisseur e situé à une distance x de l'un des pôles se déduit de la loi précédente et s'exprime par la formule

$$z = \mathrm{A}\left(\frac{1-r^e}{1-r}\right)(r^x + r^{d-e-x}).$$

Le coefficient A ne dépend plus que de l'intensité magnétique de l'électro-aimant et de la nature du corps soumis à son influence. Il varie de la même manière avec l'intensité magnétique pour tous les corps, car le rapport des valeurs de ce coefficient pour deux corps différents est indépendant de l'énergie de l'électro-aimant. Voilà pourquoi je l'ai appelé le *coefficient de polarisation rotatoire magnétique;* j'ai donné à la fin de mon travail un tableau de ces coefficients rapportés à celui du flint Faraday pris pour unité.

Troisième Mémoire.

(Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, t. XXVIII, p. 500 [1848].)

Je m'étais proposé, dans ce Mémoire, de chercher comment varie le pouvoir rotatoire magnétique avec l'intensité du courant, et d'étudier cette rotation dans les verres trempés et dans les parallélipipèdes de Fresnel.

1° Pour mesurer l'intensité du courant, j'en dérivais une portion très-faible, mais constante, que je faisais passer dans une boussole des tangentes, et je mesurais simultanément l'intensité de ce courant dérivé et la rotation produite par l'électro-aimant. J'ai trouvé ainsi que la rotation croissait moins rapidement que l'intensité du courant. Le magnétisme développé étant précisément dans le même cas, on pouvait supposer que la rotation était proportionnelle à l'énergie de l'é-

lectro-aimant; mais mes expériences n'étaient pas assez précises pour autoriser cette conclusion, qui plus tard ressortit d'une manière très-nette des travaux de M. Verdet.

2° Les verres peu trempés avaient été observés par tous les expérimentateurs, car il est difficile de trouver des verres qui n'aient absolument aucune trempe. Dans ce cas, les lignes noires que l'on aperçoit dans le champ de la vision servent de points de repère pour déterminer la rotation, qui paraît tout à fait indépendante de la trempe. Mais quand le changement moléculaire est plus considérable, quand il produit dans la lumière polarisée, non-seulement des lignes noires, mais des couleurs, comme celles qu'on observe dans les verres trempés artificiellement, ou chauffés, ou comprimés, le pouvoir rotatoire magnétique de ces verres devient complétement insensible. Ce résultat négatif peut être expliqué de deux manières. On peut dire que la rotation existe, mais qu'elle est trop faible pour être appréciable, et en effet il faut, pour observer un changement notable dans les couleurs du verre trempé, donner au plan de polarisation une rotation plus grande que celle qui peut lui être imprimée par l'électro-aimant. On peut dire aussi que la trempe, la compression, l'échauffement donnent aux verres une constitution moléculaire analogue à celle des corps cristallisés, dont le pouvoir rotatoire magnétique est ou nul ou très-faible.

3° Cette hypothèse m'a suggéré l'idée d'étudier un autre cas, dans lequel le verre agit sur la lumière à la manière des corps cristallisés : c'est le cas des parallélipipèdes de Fresnel. Dans un seul parallélipipède, la polarisation circulaire magnétique n'est pas détruite par les deux réflexions totales que la lumière y subit; mais elle est très-affaiblie, et il est impossible de la mesurer. Dans le système des deux parallélipipèdes, la polarisation circulaire magnétique est complétement détruite. Le courant produit alors un tout autre effet qu'une rotation du plan de polarisation : suivant le sens et suivant l'azimut, il augmente ou il diminue la dépolarisation partielle due à la réflexion totale.

Ces expériences sur les parallélipipèdes sont restées jusqu'ici sans explication. J'ai dû malheureusement les interrompre lors de mon départ pour Strasbourg, où je n'ai plus trouvé d'appareil pour les continuer. Mais je viens de les reprendre, et j'espère être bientôt en possession de la théorie de ces curieux phénomènes.

II.

MÉMOIRES SUR L'OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE.

Sur la mesure des indices de réfraction des lames transparentes à l'aide du microscope ordinaire.

(Annales de Chimie et de Physique, 3[e] série, t. XXVI, p. 288.)

Ayant déterminé précédemment le pouvoir rotatoire magnétique de plusieurs espèces de verre, je pensai qu'il pourrait être utile de faire connaître aussi leurs indices de réfraction. Malheureusement ces verres, étant taillés en lames, ne se prêtaient pas à une mesure exacte de ces indices par les procédés ordinaires du goniomètre. J'ai donc songé à les déterminer par la méthode du duc de Chaulnes, qui consiste à mesurer le déplacement qu'il faut donner au porte-objet d'un microscope, pour voir distinctement un objet avec ou sans l'interposition de la lame. Seulement, la vis micrométrique qui permet d'apprécier exactement le déplacement du porte-objet n'existant pas dans les microscopes ordinaires, qui étaient seuls à ma disposition, j'ai modifié la méthode, de manière à remplacer la mesure des déplacements du foyer par celle des variations du grossissement. Je déterminai donc trois grossissements du microscope, dont l'objectif restait fixe, savoir :

Le grossissement G pour un micromètre placé sur la lame;
» γ pour le micromètre placé sous la lame;
» g lorsque la lame était enlevée.

L'indice est alors donné par la formule

$$n = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{G - g}{G - \gamma}.$$

Sur les images multiples d'un objet dans les miroirs inclinés.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. XXIX, p. 257.)

La théorie des miroirs inclinés était autrefois entachée de deux graves erreurs. On enseignait que si l'angle des miroirs était une partie aliquote de la circonférence, le nombre des images, y compris l'objet, était égal au dénominateur de cette fraction, c'est-à-dire qu'il était de 5 pour un angle égal à $\frac{2\pi}{5}$, de 6 pour un angle de $\frac{2\pi}{6}$, et ainsi de suite. On enseignait, en outre, que si l'angle des miroirs n'était pas une partie aliquote de la circonférence, le nombre des images était indéfini comme dans les miroirs parallèles. On s'était laissé égarer par une construction géométrique des images qui n'a plus aucune valeur physique, une fois que les images ont été amenées, par cette construction, dans l'angle opposé à celui que forment les miroirs, parce qu'alors elles ne peuvent plus se reproduire. La considération de cet espace mort m'a conduit à établir les deux propositions suivantes :

I. Quand l'angle des miroirs est une partie aliquote de la circonférence, la $n^{ième}$ partie, le nombre des images, y compris l'objet, est en général égal à $n+1$; mais par la superposition de deux d'entre elles, il se réduit à n dans deux cas particuliers seulement, savoir : 1° quand n est pair, quelle que soit la position du point lumineux; 2° quand n est impair, si le point lumineux est sur la bissectrice de l'angle des miroirs.

II. Quand l'angle des miroirs n'est pas une partie aliquote de la circonférence, s'il est compris entre la $n^{ième}$ et la $(n+1)^{ième}$ partie de quatre angles droits, le nombre des images, y compris l'objet, ne peut jamais être que $n+1$ ou $n+2$, suivant la position du point lumineux.

III.

MÉMOIRES SUR L'OPTIQUE CRISTALLOGRAPHIQUE.

Sur les franges des cristaux à un axe, simples ou combinés, taillés d'une manière quelconque.

(Société des Sciences naturelles de Strasbourg, procès-verbal du 7 juillet 1857.)

Ce Mémoire est resté inédit, parce que je ne voulais pas le publier avant d'avoir étendu mes calculs aux cristaux à deux axes; c'est précisément en cherchant cette généralisatiou de la théorie que j'ai été conduit à l'invention de la surface isochromatique, dont je parlerai tout à l'heure.

Sur les franges des cristaux uni-axes perpendiculaires, combinés avec un ou deux micas d'un quart d'onde.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. LVII, p. 257.)

Une tourmaline accolée à un mica d'un quart d'onde forme un système optique qui polarise la lumière en général *elliptiquement;* la polarisation est *circulaire*, si les axes du mica et de la tourmaline sont à 45 degrés l'un de l'autre; elle est *rectiligne*, s'ils sont parallèles ou croisés. Quand on place entre deux systèmes semblables un spath ou tout autre cristal à un axe taillé perpendiculairement à l'axe, on obtient des franges qui ont été étudiées pour la première fois par M. Airy en 1831, mais dont la théorie n'avait pas encore été donnée d'une manière complète.

On connaissait en effet cette théorie pour le cas de la polarisation rectiligne ou circulaire; quand la polarisation devenait elliptique, M. Airy avait bien donné l'équation des franges pour le cas d'un mica, et M. Knochenhauer pour le cas de deux micas; mais ils n'avaient ni l'un ni l'autre discuté les équations qu'ils avaient obtenues. Quelles que fussent les difficultés de cette discussion, il fallait cependant la faire, sans quoi on ne pouvait pas savoir si la théorie assignait aux franges la

forme que montrait l'expérience. Cette discussion est le but principal que je me suis proposé.

J'ai commencé par construire une pince à tourmalines à cinq lames, qui me permît de vérifier immédiatement les résultats de mes calculs. J'ai ensuite cherché à simplifier la théorie autant que possible, et, après avoir mis l'équation générale des franges sous une forme simple, j'en ai d'abord extrait toutes les franges circulaires qu'elle pouvait fournir.

I. *Franges circulaires.* — L'équation en donne de trois espèces : 1° les anneaux à deux croix ou anneaux du spath; 2° les anneaux à une croix ou anneaux d'Airy; 3° et enfin les anneaux sans croix. Ceux-ci au point de vue historique doivent être divisés en deux classes.

M. Airy, en 1832, avait déjà signalé ces anneaux comme se produisant quand la lumière est polarisée circulairement des deux côtés du cristal, c'est-à-dire quand chaque mica est à 45 degrés de la tourmaline voisine. J'ai montré qu'ils pouvaient aussi se produire avec la lumière polarisée elliptiquement dans les quatre cas suivants :

Quand les micas sont croisés, et qu'en même temps les tourmalines sont parallèles ou croisées;

Quand les micas sont parallèles, et qu'en même temps leur section principale commune est sur la bissectrice de l'angle des tourmalines, ou à 45 degrés de cette bissectrice.

La première et la troisième combinaison donnent des anneaux variables à centre blanc. La deuxième et la quatrième donnent des anneaux noirs à centre noir. Je crois avoir le premier signalé ces anneaux sans croix dans la lumière polarisée elliptiquement, puisqu'ils se déduisent d'une équation que j'ai le premier discutée.

II. *Franges non circulaires.* — Si les conditions précédentes ne sont pas remplies, les franges ne sont plus des anneaux. Après avoir cherché, dans la pince à tourmalines, quelles étaient les formes les plus intéressantes à étudier, j'ai été amené à discuter l'équation générale, seulement dans les quatre cas suivants :

1° Micas parallèles, tourmalines croisées;

2° Micas parallèles, tourmalines parallèles;

3° Un mica supprimé, tourmalines croisées (franges d'Airy);

4° Les deux micas d'un même côté.

Sur la surface isochromatique, ou théorie générale des franges des lames cristallisées.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. LXIII, p. 57.)

Quand on observe les lames cristallisées dans une pince à tourmalines ou dans tout autre appareil de polarisation à lumière divergente, on voit le champ de la vision traversé par deux espèces de lignes : les unes sont sans couleur et s'appellent les *lignes neutres*, les autres sont colorées et s'appellent les *lignes isochromatiques* ou les *franges*. Laissant de côté les lignes neutres sur lesquelles je compte revenir, je me suis proposé de chercher la théorie générale des franges.

La frange est le lieu des points où les deux rayons qui ont traversé le cristal viennent interférer avec un retard constant ; elle est sombre, quand les tourmalines sont croisées, si ce retard est égal à un nombre entier de longueurs d'onde, de sorte que l'équation de ces franges sombres doit se déduire de la relation fondamentale

$$\delta = n\lambda.$$

Le retard δ des rayons qui interfèrent en un point de la frange est évidemment une fonction des coordonnées de ce point ; si cette fonction était connue, la théorie générale des franges serait trouvée. Mais au lieu de cette solution générale, on n'avait que des solutions particulières approchées pour chaque cas, et l'approximation bonne pour un cas n'était plus applicable au suivant. Ainsi, par exemple, après avoir reconnu que les franges des cristaux à un axe ressemblent beaucoup aux sections coniques, on développait la fonction des coordonnées qui exprime le retard, en s'arrêtant aux termes du deuxième degré, et on obtenait ainsi une équation du deuxième degré, qui représentait très-suffisamment les franges des cristaux à un axe. Mais appliquée aux cristaux à deux axes, cette méthode ne donnait plus rien, parce que ces cristaux produisent dans certains cas des franges qui, pouvant être coupées par une droite en plus de deux points, sont certainement d'un degré supérieur au second. On abandonnait alors la première approximation pour en adopter une autre à peu près convenable pour les cristaux à deux axes, mais qui à son tour était inapplicable aux cristaux de

la première classe. Il y avait donc là dans les théories de la haute optique une lacune regrettable, que j'ai cherché à combler, en m'appuyant sur les considérations suivantes.

Si l'on suppose un foyer de lumière polarisée sur la première face d'une lame cristallisée, les rayons émanés de ce point pourront être groupés par couples de deux rayons qui parcourront le cristal sensiblement dans la même direction et, sortant parallèles, produiront les franges par leur interférence.

Si, dans chaque direction, on marque le point que les deux rayons de chaque couple atteignent avec le même retard, on aura une surface que j'appelle la *surface isochromatique*, parce que la seconde face du cristal la coupe suivant une courbe qui est précisément la *ligne isochromatique* ou la *frange*. On obtiendra donc toutes les franges que peut produire un cristal, dès qu'on connaîtra sa surface isochromatique; cette surface rendra, dans la théorie des franges, des services analogues à ceux que l'on retire de la surface de l'onde dans la théorie générale de la double réfraction. Voici maintenant comment on la trouve.

Les deux rayons qui ont parcouru dans le cristal un rayon vecteur R de la surface isochromatique, avec des vitesses v' et v'', sont dans la même phase que s'ils avaient parcouru dans le vide les chemins $\frac{R}{v'}$ et $\frac{R}{v''}$; leur retard sera donc

$$\delta = R\left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v''}\right).$$

On voit, d'après cela, que pour calculer le rayon vecteur de notre surface, il faut simplement diviser le retard donné δ par $\frac{1}{v'} - \frac{1}{v''}$, c'est-à-dire par la différence des inverses des rayons de la surface de l'onde qui ont à la fois même signe et même direction.

Éliminant v' et v'' entre l'équation précédente et celle de l'onde, nous obtiendrons donc l'équation de notre surface, rapportée aux mêmes axes que celle de l'onde, c'est-à-dire aux trois axes d'élasticité.

La surface isochromatique est du quatrième degré, comme celle de l'onde dont elle dérive : ses sections, qui sont les franges, sont en général du quatrième degré.

Les surfaces correspondantes à diverses valeurs du retard, étant semblables, pourront se déduire toutes de celle qui correspond à $\delta = 1$, et il suffira de construire celle-ci.

Dans les cristaux à deux axes, la surface isochromatique ressemble à une croix de Saint-André dont les bras sont à peu près cylindriques et centrés sur les deux axes optiques.

Dans les cristaux à un axe, c'est sensiblement un hyperboloïde de révolution autour de l'axe.

Les sections planes de la surface font connaître la forme générale des franges dans les deux classes de cristaux. Pour avoir ces franges en vraie grandeur, il faut faire la construction suivante.

Étant donnée la surface isochromatique du cristal pour un retard égal à 1, si l'on veut tracer la $n^{ième}$ frange donnée par une lame d'épaisseur e, il faudra couper la surface par un plan parallèle aux faces de la lame et distant du centre de $\frac{e}{n\lambda}$, puis ensuite réduire la section dans le rapport de $n\lambda$ à l'unité (ou de $nG\lambda$ à 1, si la frange doit être grossie G fois).

Construction des surfaces auxiliaires de la double réfraction.

J'ai envoyé à plusieurs établissements scientifiques, et notamment au Collége de France, des modèles de la surface isochromatique du mica. M. Regnault, ayant trouvé ces modèles trop petits, m'a proposé d'en construire de plus grands et d'y ajouter ceux de toutes les surfaces auxiliaires de la double réfraction. Ayant donc choisi un milieu hypothétique, dont les élasticités principales sont proportionnelles aux nombres 1, 2 et 3, j'ai construit pour ce milieu les six surfaces suivantes :

1° Surface d'élasticité à une nappe, du quatrième degré;
2° Ellipsoïde inverse ou de Plücker, du deuxième degré;
3° Ellipsoïde direct ou de Fresnel, du deuxième degré;
4° Surface d'élasticité à deux nappes, du sixième degré;
5° Surface de l'onde, du quatrième degré;
6° Surface isochromatique, du quatrième degré.

J'ai adopté pour unité de longueur le décimètre, et j'ai coupé toutes ces surfaces : 1° par les plans principaux; 2° par des plans distants de 2 en 2 centimètres du plan des xz pour les cinq premières, et du plan des xy pour la dernière; 3° enfin par les plans qui donnent des sections circulaires. J'ai tracé les courbes ainsi obtenues sur des planchettes en poirier de 2 centimètres d'épaisseur, et un ouvrier habile, après avoir découpé les planchettes suivant ces courbes, les a recollées avec soin, a fait disparaître à la lime les angles saillants, et a ainsi obtenu des surfaces d'une exactitude irréprochable. Cette construction n'a qu'un mérite d'utilité; mais elle a exigé de ma part un travail assez pénible, pour que je me permette de la citer dans cette Notice.

Sur le microscope polarisant de Norremberg.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. LXIX, p. 87.)

Le microscope polarisant de Norremberg est l'appareil le plus convenable pour observer les franges que présentent les lames cristallisées. J'en ai le premier donné la description et fait connaître la théorie.

J'ai voulu faire de ma Note un répertoire complet de toutes les expériences relatives à l'observation des franges, et j'y ai rapporté plusieurs indications précieuses qui m'avaient été communiquées par M. Norremberg lui-même. On y remarquera surtout la forme si simple que cet ingénieux physicien a donnée aux règles pratiques qui servent à reconnaître le signe des cristaux à un et à deux axes.

Sur le signe des cristaux.

(Annales de Chimie et de Physique, 4e série, t. XIII, p. 240.)

Plusieurs personnes m'ayant demandé l'explication des deux règles de Norremberg pour la détermination du signe des cristaux, et la question s'étant présentée dans mon enseignement à l'École Normale, je me suis décidé à publier cette Note. La théorie qu'elle renferme était, il est vrai, déjà contenue implicitement dans des Mémoires antérieurs; mais j'espère lui avoir donné toute la simplicité dont elle susceptible.

Sur les propriétés optiques de la glace.

(Mémoires de la Société de Strasbourg, t. VI, et prochainement dans les Annales de Chimie et de Physique, 4e série, t. XVI.)

C'est M. Brewster qui le premier, en 1813, reconnut que la glace qui se forme en hiver à la surface de l'eau est un cristal biréfringent dont l'axe optique est vertical. J'ai cherché à compléter la découverte du célèbre physicien en recherchant si l'axe de la glace était toujours vertical, et en outre quelle était la valeur de son pouvoir biréfringent.

Sur le premier point, l'expérience m'a montré que la cristallisation de la glace était souvent troublée lorsqu'il y avait plusieurs centres de refroidissement; mais que, lorsque l'eau se gèle au contact d'une surface refroidissante unique, l'axe de la glace est toujours perpendiculaire à cette surface. Ainsi il sera horizontal si la glace s'est formée contre la paroi verticale d'un vase. Cette règle explique toutes les particularités les plus bizarres de la congélation.

Quant au pouvoir biréfringent de la glace, je l'ai déterminé en mesurant le diamètre des beaux anneaux que présente la glace dans lo microscope polarisant. Quatre-vingt-quatre mesures de ces anneaux m'ont donné pour l'indice extraordinaire 1,311, l'indice ordinaire étant 1,310. La différence est donc seulement de 0,001, et par conséquent le pouvoir biréfringent de la glace est un des plus petits que l'on connaisse.

Sur la glace des glaciers.

(Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, t. LXIII, p. 346.)

A la suite d'une leçon sur la glace ordinaire, l'Association scientifique m'a chargé d'aller étudier dans les Alpes celle des glaciers. Cette étude m'a conduit à la conclusion suivante. Si la glace ordinaire est un cristal parfait, dont toutes les parties sont exactement orientées, celle des glaciers est un cristal imparfait, qui se développe en tendant vers un état-limite, celui où tous ses axes sont orientés verticalement, comme dans la glace ordinaire. Dans les hautes régions, l'orientation est nulle; la glace n'est que de la neige agglutinée. Plus bas, l'eau, provenant de

l'ablation superficielle, pénètre en abondance dans les fissures, s'y gèle en s'orientant, comme dans la glace ordinaire. Si le glacier est jeune, s'il n'a qu'un faible parcours, l'orientation est à peine sensible; mais si la glace est vieille, si le glacier a un très-long parcours, la masse d'eau congelée dans son intérieur devient prépondérante, et l'orientation des cristaux presque parfaite.

IV.

MÉMOIRES SUR L'ÉLECTRICITÉ.

Sur les théories physiques en général et sur celles de l'électricité en particulier.

(Discours prononcé à la séance de rentrée des Facultés de Strasbourg en 1858. — Leçon d'ouverture du Collége de France. — Revue des Cours scientifiques de 1867.)

Sur un phénomène curieux de polarisation des électrodes.

(Première Note : Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. LI, p. 450. — Deuxième Note : Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, séance du 15 novembre 1857. — Résumé de ces deux Notes dans les Mémoires de Strasbourg, t. V, 1858.)

Quand on électrolyse un liquide au moyen de lames de platine, ces lames se polarisent, c'est-à-dire qu'elles acquièrent la propriété de fournir un contre-courant capable de recomposer les produits de l'électrolysation. Cette polarisation des électrodes n'avait été observée que sous les deux conditions suivantes : 1° la recomposition était lente; 2° elle ne se manifestait qu'après l'interruption du courant primitif.

Mes expériences ont montré que cette recomposition pouvait être non-seulement très-rapide, mais même instantanée, et qu'elle pouvait se produire pendant le passage même du courant principal. Ces expériences, qui ont toujours piqué très-vivement la curiosité de mon audi-

toire, mériteraient d'être répétées; je recommande aux physiciens les deux suivantes :

1° Faites passer dans une cloche pleine d'eau acidulée le courant d'une pile de 40 ou 50 éléments Bunsen à l'aide d'électrodes formées de fils de platine terminés par des lames de même métal, vous verrez la cloche se vider très-rapidement, et lorsqu'elle sera à peu près complétement pleine du mélange d'oxygène et d'hydrogène, ce mélange détonera spontanément.

2° Remplacez dans cette expérience l'eau acidulée par de l'eau ordinaire; le niveau de l'eau baissera lentement jusqu'au-dessous des lames de platine et restera quelque temps stationnaire en ce point, les lames recomposant par le haut les gaz que les fils décomposent par le bas; puis tout d'un coup l'eau remontera au-dessus des lames pour redescendre encore au-dessous, et ainsi de suite indéfiniment. Le niveau de l'eau oscillera ainsi du haut en bas des lames, sans que jamais le courant si énergique qui la traverse puisse remplir la cloche de gaz, tandis qu'un courant plus faible la remplirait en quelques minutes.

Ces phénomènes doivent être rapportés à la polarisation des électrodes et non pas à la force catalytique du platine, car on les obtient encore avec des électrodes qui ne sont pas de platine, ainsi que je l'ai prouvé dans ma seconde Note.

Sur la rotation électromagnétique des liquides.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. LV, p. 304. — Opuscules de Physique, dans les Mémoires de Strasbourg, t. V, 1861, et t. VI, 1865.)

Les recherches sur la rotation électromagnétique des liquides ont pour point de départ l'expérience faite par H. Davy, en 1823, et dans laquelle il fit tourner sous l'action d'un aimant une masse de mercure traversée par un courant. Cette expérience étant la seule qui fût mentionnée dans nos Traités de physique, je pouvais regarder ce sujet comme à peu près neuf lorsque j'ai commencé à l'étudier. Je me suis aperçu plus tard qu'il avait déjà été l'objet de nombreux travaux, et qu'il n'y avait plus qu'à glaner dans un champ déjà moissonné. J'espère cependant que mon Mémoire aura fait faire quelques progrès à cette question, tant au point de vue expérimental qu'au point de vue théorique.

Au point de vue expérimental, j'ai tellement simplifié l'expérience, je l'ai rendue si facile, que j'ai fini par la vulgariser, par l'introduire dans les cours de physique. J'ai décrit avec détail, dans mes Opuscules, un appareil à l'aide duquel une faible pile peut faire tourner une grande masse de liquide; un disque de liége noirci qui flotte sur ce liquide et qui porte un pavillon en papier rend la rotation visible à l'auditoire le plus nombreux. Cette expérience commençant à se répandre dans les cours de physique, je décrirai prochainement, dans les *Annales de Chimie et de Physique*, mon appareil sous la forme que je lui ai définitivement donnée.

Au § III de ces mêmes Opuscules, je donne la description d'un second appareil, dans lequel la rotation d'un liquide électrolysé peut être obtenue sans bobine et sans aimant.

J'ai déterminé par l'expérience la ligne neutre de ces actions singulières, c'est-à-dire la ligne à partir de laquelle l'action de la bobine ou de l'électro-aimant change de signe, ou, en d'autres termes, la ligne à partir de laquelle la rotation du liquide soumis à l'action de l'électro-aimant change de sens. J'ai trouvé que cette ligne neutre ressemblait à une hyperbole passant par les extrémités de la bobine et ayant le même axe. C'est, à ma connaissance, la première détermination expérimentale que l'on ait faite d'une ligne neutre dans les actions électro-magnétiques.

J'ai montré que l'action des bobines creuses conserve le même signe dans toute l'étendue du cylindre qui leur sert de noyau.

Enfin, en substituant des dissolutions aqueuses au mercure, j'ai répété facilement l'expérience de Davy.

Au point de vue théorique, voici ce que j'ai ajouté aux travaux de mes devanciers.

Par une notation algébrique convenablement choisie, j'ai simplifié l'énoncé de la loi de ces phénomènes. Donnons, en effet, un signe au courant mobile qui traverse le liquide, à la rotation qu'il éprouve et à l'espace dans lequel il est placé. Que le courant mobile soit positif, s'il est centrifuge, et négatif s'il est centripète. Que sa rotation soit positive, si elle a lieu dans le même sens que la circulation du courant dans la bobine ou dans l'électro-aimant, ou dans l'aimant, et négative dans le cas contraire. Enfin, marquons du signe — l'espace compris entre les deux branches de la ligne neutre, et du signe + l'espace vers

lequel elle tourne sa concavité, en y joignant l'intérieur de la bobine, lorsque celle-ci est creuse. L'expérience, d'accord avec la formule d'Ampère, nous montrera toujours que *le signe de la rotation du courant mobile est le produit algébrique du signe de ce courant par celui de l'espace dans lequel il est placé.*

Ces mêmes conventions m'ont permis d'établir l'expression algébrique de l'action d'un aimant sur un courant. Cette expression égalée à zéro m'a donné l'équation de la ligne neutre, et, quoiqu'elle soit d'un degré très-élevé, j'ai pu, par un artifice de calcul, la construire géométriquement. J'ai ainsi retrouvé cette sorte d'hyperbole ayant pour axe celui de l'aimant, que l'expérience m'avait déjà indiquée. Ce problème présentait quelques difficultés, car avant moi M. Poggendorff avait déjà cherché à le résoudre, mais il n'y était parvenu qu'en supposant le courant mobile très-éloigné, et il avait trouvé pour ligne neutre une droite passant par le centre de l'aimant. Cette ligne neutre, qui n'a d'ailleurs aucune valeur expérimentale, est précisément l'asymptote de celle que j'ai obtenue.

J'ai été moins heureux dans la théorie de l'action des bobines ou des courants circulaires. On rencontre là ces trois intégrales elliptiques d'Ampère, et je dois laisser aux géomètres le soin de les discuter. J'ai pu cependant en tirer deux conséquences que l'expérience vérifie et qui sont relatives à l'action d'un courant circulaire horizontal sur un élément de courant aussi horizontal. J'ai montré, en effet, que cette action était de même signe dans toute l'étendue d'un cylindre vertical qui aurait pour section droite le courant circulaire, et qu'elle changeait de signe au delà d'une certaine ligne que j'ai déterminée. L'existence de la ligne neutre donnée par l'expérience s'est trouvée ainsi expliquée par la théorie.

Théorème sur les aimants creux.

(Annales de Chimie et de Physique, 3e série, t. LVIII, p. 90. — Opuscules de Physique, § II, dans les Mémoires de Strasbourg, t. V.)

Mes études sur la rotation électromagnétique des liquides m'ont conduit à reconnaître, entre les bobines et les aimants, une différence qui n'avait pas encore été signalée, et qui consiste en ce qu'une bobine et

un aimant creux, polarisés de la même manière, sont bien loin d'exercer toujours des actions identiques. *Leurs actions extérieures sont de même signe; leurs actions intérieures sont de signes contraires.*

Lorsque j'ai énoncé ce théorème comme conséquence de mes expériences et de la théorie d'Ampère bien interprétée, on en a contesté, non pas la nouveauté, mais l'exactitude. J'ai répondu aux objections qui m'étaient faites, et cette discussion m'a conduit à établir un appareil très-simple destiné à convaincre les plus incrédules. Cet appareil, décrit au § III de mes *Opuscules*, le sera bientôt aussi dans les *Annales de Chimie et de Physique*.

C'est essentiellement une bobine creuse dans laquelle on peut placer un petit vase annulaire plein du liquide traversé par le courant, et qui sous l'action de la bobine tourne avec rapidité. L'interposition d'un tube de fer entre le vase et la bobine arrête immédiatement cette rotation, et il en résulte évidemment que les actions intérieures de cet aimant temporaire et de la bobine sont de signes contraires.

A côté de cet appareil, j'en décris un autre un peu plus compliqué et qui renferme deux vases et deux noyaux disposés à l'intérieur et à l'extérieur de la bobine. Il est destiné à montrer que les actions extérieures de la bobine et du noyau sont de même signe, et que les actions intérieures sont encore de même signe quand le noyau est extérieur à la bobine, mais alors noyau et bobine sont polarisés en sens contraires.

J'ai montré que tous ces faits se déduisent de la théorie d'Ampère, à la condition que l'on assimile les aimants, non pas à des solénoïdes, comme on est trop porté à le faire, mais à des faisceaux de solénoïdes.

Sur la différence entre les pôles des aimants et les points neutres électromagnétiques.

(Opuscules de Physique, § IV, dans les Mémoires de Strasbourg, t. V. — Ce Mémoire, avec les développements qu'il comporte, sera bientôt inséré dans les Annales de Chimie et de Physique, 4e série, t. XV.)

Quand on fait agir au contact un barreau aimanté sur un courant, on trouve, en général, près des extrémités de l'aimant, des points où l'action électromagnétique change de signe en passant par zéro. Dans la théorie que l'on donne habituellement de ces phénomènes, on cherche

à démontrer que ces points sont précisément les pôles des aimants. Des anomalies observées dans la rotation électromagnétique des liquides ayant fait naître des doutes dans mon esprit sur la vérité de ce prétendu théorème, j'ai répété avec soin les expériences classiques qui ont servi à l'établir, et je n'ai pas tardé à reconnaître que les points d'action nulle, que j'appellerai dorénavant les *points neutres*, étaient toujours beaucoup plus près des extrémités du barreau, que les positions assignées par Coulomb aux pôles des aimants.

Ce résultat étant bien constaté, il était évident que la théorie ordinaire qui confond les pôles avec les points neutres était imparfaite et devait être remaniée. Cette théorie suppose, en effet, que les actions d'un barreau aimanté se réduisent à deux forces émanées de ses deux pôles, ce qui n'est vrai que si l'aimant agit sur un point très-éloigné. Dans tous les phénomènes électromagnétiques, au contraire, l'aimant agit toujours sur des points très-rapprochés, et il faut absolument le considérer comme un système de forces émanées de tous ses éléments, c'est-à-dire que son action doit être exprimée par une intégrale définie, et que ses points neutres ne peuvent se trouver qu'en égalant cette intégrale à zéro.

Cette intégrale elle-même ne peut être connue que si l'on a déterminé préalablement la distribution du magnétisme dans l'aimant; mais cette détermination a-t-elle jamais été faite? On représente habituellement la constitution magnétique des aimants par la courbe de Coulomb, connue sous le nom de *courbe des intensités*, et dont les ordonnées sont supposées représenter les intensités magnétiques en chaque point d'un barreau aimanté. Cette supposition est toute gratuite; car il est facile de prouver que ces ordonnées représentent seulement les différentes valeurs d'une intégrale qui est fonction de l'intensité, sans lui être proportionnelle. Il suffit, pour s'en convaincre, de remarquer qu'elles ne deviennent pas nulles en même temps que l'intensité. J'ai déterminé expérimentalement cette courbe pour plusieurs aimants, dans l'espoir de pouvoir en conclure leur constitution magnétique; mais j'ai toujours été arrêté par des difficultés de calcul, et je suis obligé de reconnaître que la distribution du magnétisme dans un barreau m'est complétement inconnue.

Quelle que soit cette distribution, je démontre que les points neutres

ne sont pas les pôles, et qu'ils sont toujours plus rapprochés des extrémités que les pôles.

Il est un cas dans lequel la position exacte de ces points neutres peut être calculée, parce que la distribution du magnétisme est connue, et c'est heureusement le cas le plus intéressant pour la pratique : c'est celui des barreaux épais. Coulomb a prouvé que, dans les gros barreaux, la distribution du magnétisme est linéaire, c'est-à-dire que l'intensité y est en chaque point proportionnelle à la distance de ce point au milieu de l'aimant. L'action du barreau peut alors être calculée, et ce calcul m'a conduit aux deux résultats suivants :

1° Si l'aimant agit sur un courant rectiligne indéfini (expériences de MM. Pouillet et Boisgiraud), les points neutres sont deux fois plus près des extrémités que les pôles;

2° Si un aimant vertical agit sur un élément de courant horizontal, comme dans les expériences ordinaires sur la rotation électromagnétique des liquides, la ligne neutre a une forme semblable à celle que l'expérience indique; mais le point neutre est plus rapproché de l'extrémité que le pôle, à peu près dans le rapport de 3 à 4.

Ces observations tendent à modifier profondément la théorie des points neutres : en apparence, elles la compliquent; en réalité, elles la débarrassent d'une hypothèse inadmissible et permettent d'en tirer des conclusions bien plus conformes aux résultats de l'expérience.

Sur un disjoncteur automatique des courants induits.

(Revue des Sociétés savantes, t. I, p. 350. — Mémoires de la Société de Strasbourg, t. VI.)

Dans mes leçons sur l'induction, j'ai eu rarement lieu d'être complétement satisfait de l'emploi du galvanomètre ou du voltamètre, pour distinguer les deux espèces de courants induits. J'ai trouvé de l'avantage à remplacer ces deux instruments par mes appareils à rotation électromagnétique des liquides. En faisant passer successivement les deux courants induits dans de l'eau acidulée soumise à l'action d'un aimant, on voit les flotteurs placés à la surface du liquide se mouvoir successivement dans un sens et dans l'autre.

Pour séparer les courants induits, je me servais, comme on le fait

habituellement, d'une double roue dentée mobile à l'aide d'une manivelle. La manœuvre de cette roue m'ayant paru fastidieuse, j'ai cherché un moyen de séparer automatiquement les courants, et j'y suis parvenu assez simplement en ajoutant quatre godets à l'interrupteur de M. Léon Foucault. Ces quatre godets sont divisés en deux couples qui communiquent à volonté avec une bobine d'induction, et qui permettent de fermer le circuit induit, soit lorsque le courant inducteur commence, soit lorsqu'il finit.

C'est en voulant appliquer mon disjoncteur à l'étude des courants induits que mon attention a été appelée sur les propriétés singulières des courants interrompus.

Sur les propriétés des courants interrompus.

(Revue des Sociétés savantes, t. III, p. 369 [1863]. — Mémoires de la Société des Sciences de Strasbourg, t. VI [1865]. — Annales de Chimie et de Physique, 4e série, t. XV.)

Quand un courant est périodiquement interrompu, au moyen d'une roue dentée par exemple, il résulte des expériences anciennes de M. Pouillet que son intensité doit être proportionnelle à sa durée. Mais cete loi est en défaut toutes les fois que le courant traverse une bobine, surtout si cette bobine renferme un noyau de fer doux : elle n'est donc pas générale, elle a besoin d'un complément, et c'est ce complément que j'ai cherché à lui donner.

Mon Mémoire est divisé en huit paragraphes.

Dans le premier je décris la disposition assez compliquée des expériences. Les physiciens y remarqueront surtout un nouveau mode d'emploi de la boussole des tangentes. On sait que l'usage de cette boussole doit être restreint à des déviations peu considérables, sous peine de faire subir à ses indications une correction qui est à la fois pénible et incertaine. J'évite cette correction en plaçant le plan du courant à 45 degrés du méridien magnétique, et je puis alors observer des variations de 90 degrés dans l'aiguille aimantée, sans que pour cela cette aiguille soit jamais à plus de 45 degrés du courant. La correction est alors insignifiante et peut être supprimée.

Dans le second paragraphe j'expose les résultats généraux fournis par l'expérienee. Je montre que le courant interrompu est affaibli par

la présence d'une bobine dans le circuit, que cet affaiblissement, peu considérable si la bobine est vide, devient très-grand par l'introduction d'un noyau de fer, et que l'effet du noyau peut être contre-balancé, mais en partie seulement, par l'induction dans un circuit voisin.

J'examine ensuite séparément l'effet de la bobine vide et l'effet du noyau, et après en avoir déterminé les lois par l'expérience, je cherche à les expliquer par l'action du contre-courant, ou de l'extra-courant inverse, qui s'établit dans le circuit au moment où il est fermé.

L'effet de l'induction est l'objet d'un paragraphe spécial. Le raisonnement et l'expérience prouvent également que l'induction dans un circuit voisin a pour résultat de diminuer les variations du magnétisme dans le noyau de la bobine : il est donc tout naturel que l'effet de l'induction et celui du noyau soient de signes contraires.

Mon travail est terminé par l'analyse du beau Mémoire dans lequel M. Helmholtz a donné la théorie mathématique des courants interrompus. Cette théorie ne conduit à des formules simples que si le courant interrompu a une durée supérieure à celle du contre-courant. Cette condition paraît remplie quand la bobine est vide, mais elle ne l'est plus pour la bobine à noyau. Dans le premier cas mes expériences sont d'accord avec les formules de M. Helmholtz; dans le second cas elles s'éloignent un peu des résultats calculés, mais toujours dans le sens indiqué par la théorie.

Sur un nouveau voltamètre.

(Mémoires de la Société des Sciences de Strasbourg, t. VI. — Annales de Chimie et de Physique, 4e série, t. XV.)

Le voltamètre, dans lequel on ne recueille que l'hydrogène, est l'appareil type pour la mesure des courants. Mais sous sa forme ordinaire, cet instrument a de nombreux défauts : il est peu précis parce que le volume d'hydrogène varie avec la manière dont la cloche est placée sur l'électrode négative, et il est peu commode parce que, après chaque mesure, il faut de nouveau remplir la cloche d'eau acidulée. Ces deux défauts n'existent plus dans le voltamètre que je propose et qui a pour caractère essentiel, que la cloche qui sert à recueillir le gaz n'est pas fermée; elle est terminée par un tube capillaire surmonté

d'une ampoule. Lorsqu'on aspire de l'eau jusqu'à cette ampoule, et qu'on y dégage eusuite du gaz, la cloche est hermétiquement fermée par la goutte liquide qui remplit le tube capillaire, de sorte que rien n'est plus facile que de la remplir d'eau ou de gaz à volonté. Un interrupteur à ressort ou à mercure permet de déterminer l'instant précis du commencement et de la fin du courant; on mesure ainsi le temps nécessaire pour produire un volume d'hydrogène connu, et on en déduit le poids d'hydrogène dégagé par minute et par suite l'intensité du courant. Il faut, pour faire ce calcul, connaître la température du gaz, qui est celle de l'eau d'un manchon qui entoure la cloche. Il faut également mesurer sa pression, ce qui exige que l'on connaisse la tension de la vapeur d'eau acidulée, et j'ai trouvé qu'elle n'était pas notablement différente de celle de l'eau pure.

Cet instrument est surtout très-avantageux pour déterminer le coefficient de la boussole des tangentes. La connaissance de ce coefficient est indispensable pour rendre les expériences des divers physiciens comparables entre elles.

Sur une nouvelle Table d'Ampère.

(Opuscules de Physique, dans les Mémoires de Strasbourg, t. V [1861].)

J'ai fait subir à l'ancienne Table d'Ampère des modifications qui en ont réduit considérablement le volume et le prix, tout en augmentant singulièrement la facilité des expériences.

Les courants mobiles d'Ampère tournaient sur deux pointes qui plongeaient dans deux petites coupes pleines de mercure. Quand la ligne des pointes ne passait pas par le centre de gravité, le mouvement se produisait difficilement, et il arrivait trop souvent que l'une des pointes sortant du mercure se brûlait, et l'expérience était manquée. J'ai fait tourner tous les courants sur une seule pointe, et je leur ai donné ainsi une mobilité parfaite. Je reconnais qu'une disposition analogue a été adoptée dans plusieurs cabinets de physique, mais je n'en avais pas connaissance lorsque j'ai imaginé mes courants, qui du reste sont peut-être les premiers de ce genre que l'on ait vu fonctionner.

J'ai encore fait à la Table d'Ampère un autre changement. J'y ai

adapté un nouveau commutateur à ressort, qui se distingue de tous les précédents par la facilité avec laquelle il indique la marche du courant. Ce commutateur, qui peut être construit à part, commence à se répandre, ce qui prouve qu'il est apprécié des expérimentateurs.

Sur les figures électriques.

On a beaucoup étudié les traces que l'étincelle électrique laisse à la surface des corps. Lichtemberg les rendait visibles avec des poudres, et M. Riess, simplement en soufflant dessus. Le verre qui a été léché par l'étincelle électrique a acquis la propriété de condenser très-inégalement les vapeurs, et cette propriété a permis à M. Grove de graver les traces de l'étincelle en exposant le verre à la vapeur d'acide fluorhydrique. N'ayant pas réussi à produire cette gravure d'une manière satisfaisante, j'ai eu l'idée de conserver les traces électriques par des procédés analogues à ceux de la photographie. J'ai donc fait passer l'étincelle sur une plaque de collodion sec, que j'ai ensuite traitée comme pour faire sortir les images de la chambre obscure. L'étincelle de la machine de Holtz convient beaucoup mieux que celle de la bobine. Ce sont les épreuves positives de ces images que l'on a pu voir à la vitrine de M. Ruhmkorff; l'une d'elles, agrandie, était d'un très-bel effet.

On obtient des figures semblables en faisant passer l'étincelle sur du papier porcelaine à base de plomb. L'étincelle y laisse une trace noire, mais qui blanchit à la longue.

Le disque de verre avec lequel on comprime le papier dans ces expériences se couvre aussi de traits noirs, et ceux-ci adhèrent si fortement, qu'on ne peut plus les effacer.

VI.

TRAVAUX SUR LA MÉTÉOROLOGIE.

C'est par devoir et non par goût, que je me suis occupé de météorologie. De pareils travaux n'ont d'autre mérite que l'ordre apporté dans leurs rédactions. Je me contenterai de les citer.

En 1858, j'ai résumé dans les *Mémoires de la Société de Strasbourg*, t. I, les quarante années d'observations météorologiques faites dans cette ville par Herrenschueider.

En 1859, j'ai donné un abrégé de ce travail dans la *Description météorologique du département du Bas-Rhin*.

En 1860, j'ai refondu et étendu mon premier travail conformément au programme arrêté par la Commission chargée de préparer une description scientifique de la France.

En 1861, j'ai résumé dans les *Mémoires de Strasbourg*, t. V, les observations udométriques faites en différents points de l'Alsace et les observations magnétiques d'Herrenschneider. La comparaison de ces dernières observations avec celles de Paris m'a conduit à ce résultat, que la déclinaison magnétique était moindre à Strasbourg qu'à Paris d'environ 2° 5'.

En 1865 et 1866, j'ai tracé les cartes d'orages du département du Bas-Rhin pour l'Association scientifique de France, et j'ai dressé le tableau des dégâts commis par la grêle pendant une période de trente années.

SUPPLÉMENT.

Depuis 1868, j'ai publié dans les *Annales de Chimie et de Physique* 344 articles comprenant environ 900 pages. Plusieurs de ces articles sont des Mémoires originaux, tels que les suivants :

Mémoire sur la cause des mouvements du radiomètre. (En collaboration avec M. Garbe, agrégé, préparateur à l'École Normale.) — *Annales*, t. XI, p. 45 à 72.

Exposé élémentaire de la Théorie des lentilles de Gauss. — *Annales*, t. XIV, p. 476 à 508.

Mémoire sur les cristaux idiocyclophanes. — Première partie : Sur les houppes naturelles des cristaux polychroïques. — *Annales*, t. XV. (*Sous presse.*)

Note sur la structure de la glace. — *Annales*, t. XIII, p. 283.

Note sur les couleurs que présentent les lames de gélatine dans la lumière polarisée. — *Annales*, t. XV, p. 129.

VII.

PUBLICATIONS DIVERSES.

Rapport sur les progrès de la théorie mécanique de la chaleur.

Cet ouvrage fait partie de la série des Rapports sur les progrès des sciences et des lettres, publiés par le Ministre de l'Instruction publique à l'occasion de l'Exposition universelle.

Revue des travaux de Physique publiés à l'étranger.

Cette Revue est publiée trois fois par an, et quelquefois plus souvent, dans les *Annales de Chimie et de Physique.* En me chargeant de cette tâche ingrate et difficile, mais d'une utilité incontestable, je n'ai eu d'autre but que de contribuer autant qu'il était en moi aux progrès de la science : c'est aux physiciens à décider jusqu'à quel point j'ai réussi.

Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, successeur de MALLET-BACHELIER,
Rue de Seine-Saint-Germain, 10, près l'Institut.